

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



С342Г2

Б-705

1549/2-77

25/4-

P4 - 10381

Д.И.Блохинцев, Н.М.Плакида

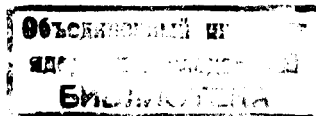
О НАГРЕВАНИИ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

1977

Р4 - 10381

Д.И.Блохинцев, Н.М.Плакида

О КАГРЕВАНИИ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ



О нагревании ультрахолодных нейтронов

Методом корреляционных функций Ван Хова рассчитана вероятность нагревания ультрахолодных нейтронов при когерентном и некогерентном неупругом рассеянии. Показано, что эта вероятность мала для чистых веществ ($\leq 10^{-5}$), но значительно увеличивается при наличии легких примесей с большим сечением рассеяния (водород) в поверхностном слое ловушки.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Blokhintsev D.I., Plakida N.M.

P4 - 10381

On the Heating of Ultracold Neutrons

A probability of ultracold neutron heating by coherent and incoherent inelastic scattering is calculated by Van Hove correlation functions method. The probability is low ($\leq 10^{-5}$) for pure substances but is greatly enhanced if light impurities with large scattering amplitude (e.g., hydrogen) are presented in the surface layers of the substance.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

© 1977 Объединенный институт ядерных исследований Дубна

В экспериментах по удержанию ультрахолодных нейтронов /УХН/ в ловушках было обнаружено, что коэффициент поглощения УХН слабо зависит от вещества стенок и температуры и составляет величину $\eta \sim 10^{-4}/\text{см.}$, напр., /1-4/ /. В недавних экспериментах обнаружилось, что основная часть УХН, исчезающих из ловушки, нагревается до тепловых энергий и вылетает из нее. Ввиду того, что эти экспериментальные результаты не согласуются с теоретическими оценками /5, 6/ как для величины коэффициента поглощения η , так и его температурной зависимости, в настоящей работе проведен строгий расчет на основе метода корреляционных функций Ван-Хова для возможных сечений неупругого рассеяния УХН в поверхностном слое ловушки. В целом результаты расчетов согласуются с /5, 6/ и позволяют утверждать, что чистые материалы, используемые для ловушек, должны иметь высокий коэффициент отражения ($\eta \leq 10^{-5}$). Оценка влияния примесей на поглощение УХН показывает, что только примеси с малой массой и большим сечением некогерентного рассеяния могут давать заметный вклад в нагревание УХН. Расчет для примеси водорода приводит к выводу, что концентрация его порядка 20% в поверхностном слое $l_{\text{эфф}} \sim 50 \text{ \AA}$ может объяснить наблюдаемый коэффициент поглощения.

В первом разделе работы получены общие формулы для сечения неупругого рассеяния УХН на фоновых решетках, а во второй части рассмотрена роль примесей в нагревании УХН. Приведены также оценки для квазиупругого рассеяния, рассмотренного нами ранее /7/.

1. Неупругое рассеяние УХН на фононах

При вычислении сечения неупругого рассеяния нейтронов будем пользоваться общим методом временных корреляционных функций Ван-Хова, согласно которому вероятность рассеяния нейтрона в веществе может быть записана в виде /см., напр., /8/ /:

$$dP(\vec{p}, \vec{p}') = \frac{L^3 d^3 p'}{(2\pi)^3} \frac{2\pi}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dt}{2\pi\hbar} e^{-i\omega t} \langle V_{\vec{p}'\vec{p}}(t) V_{\vec{p}\vec{p}'}(0) \rangle, \quad /1/$$

где $\hbar\vec{p}$ и $\hbar\vec{p}'$ - импульсы падающего и рассеянного нейтрона, $\hbar\omega = \hbar^2(p'^2 - p^2) / 2m$ - энергия рассеяния, $L^3 = V$ - нормировочный объем; матричный элемент взаимодействия нейтрона с веществом в приближении псевдопотенциала Ферми имеет вид:

$$V_{\vec{p}'\vec{p}}(t) = \langle \Psi_{\vec{p}'} | V(\vec{r}, t) | \Psi_{\vec{p}} \rangle = A(p) \frac{2\pi\hbar^2}{m} \frac{1}{L^3} \sum_n b_n e^{-i\vec{Q}\vec{R}_n(t)}, \quad /2/$$

b_n - приведенная длина рассеяния на ядре с координатой $\vec{R}_n(t)$. Волновая функция УХН в веществе экспоненциально затухает, и с учетом граничных условий на поверхности ловушки может быть записана в виде:

$$\Psi_{\vec{p}}(\vec{r}) = \frac{1}{L^{3/2}} A(p) e^{-\kappa z} e^{i\vec{p}_{||}\vec{r}_{||}}, \quad A(p) = \frac{2p_{\perp}}{p_{\perp} + i\kappa}, \quad /3/$$

где $\kappa = \sqrt{p_0^2 - p_{\perp}^2}$ определяет эффективную глубину проникновения $\ell_{\text{эфф}} \sim 1/2\kappa$ и $p_{\perp}, \vec{p}_{||}$ в /3/ - нормальная и тангенциальная составляющие импульса УХН, $p_0^2 = 4\pi b_c n_0$ - граничное значение волнового числа для полного отражения, $n_0 = N/V$ - плотность вещества и b_c - когерентная длина рассеяния. В отличие от тепловых нейтронов, импульс рассеяния в /2/ комплексный:

$$\vec{Q} = \vec{p}' - \vec{p} = \{ p'_+ - i\kappa, \vec{p}'_{||} - \vec{p}_{||} \}. \quad /4/$$

В дальнейшем нас будет интересовать рассеяние УХН с нагреванием, и поэтому рассматриваются только $p'_{\perp} > p_0$, когда волновая функция нейтрона имеет обычный вид:

$$\Psi_{\vec{p}'}(\vec{r}) = \frac{1}{L^{3/2}} e^{i\vec{p}'\vec{r}}. \quad /5/$$

Учитывая /1/ и /2/, для коэффициента рассеяния УХН в веществе - вероятности рассеяния /1/, отнесенной к единичному потоку падающих на поверхность L^2 нейтронов $J = L^2 (\hbar p_{\perp} / m) (1/L^3)$, получаем выражение:

$$d\mu = \frac{dP(\vec{Q}, \omega)}{J} = |A(p)|^2 \frac{d^3 p'}{m p_{\perp} L^2} \sum_{nn'} b_n b_{n'} \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dt}{2\pi} e^{-i\omega t} \langle e^{-i\vec{Q}\vec{R}_n(t)} e^{i\vec{Q}^* \vec{R}_{n'}} \rangle, \quad /6/$$

где суммирование проводится по всем координатам $\vec{R}_n, \vec{R}_{n'}$ рассеивающих ядер вещества.

Рассмотрим далее однофононное неупругое рассеяние УХН с поглощением фонона, когда соответствующую корреляционную функцию смещений атомов $\vec{u}_n(t) = \vec{R}_n(t) - \vec{r}_n$ в узле решетки \vec{r}_n можно записать в виде:

$$\langle (\vec{Q} \cdot \vec{u}_n(t)) (\vec{Q}^* \cdot \vec{u}_{n'}) \rangle = \frac{\hbar}{MN} \sum_{\vec{k}_j} \frac{|\vec{Q} \cdot \vec{e}_{\vec{k}_j}|^2}{2\omega_{\vec{k}_j}} \times e^{i\vec{k}(\vec{r}_n - \vec{r}_{n'})} e^{i\omega_{\vec{k}_j} t}. \quad /7/$$

Для простоты рассматривается простая решетка из атомов массы M , имеющая $j=1, 2, 3$ моды колебаний с частотами $\omega_{\vec{k}_j}$ и поляризацией $\vec{e}_{\vec{k}_j}$; $n_{\vec{k}_j} = (e^{\omega_{\vec{k}_j} / kT} - 1)^{-1}$ - среднее число фононов. Разлагая, как обычно, экспоненту в /6/ в ряд по тепловым смещениям $\vec{u}_n(t)$,

\vec{u}_n и пренебрегая факторами Дебая-Валлера, для однофононного неупругого рассеяния с нагреванием, получаем:

$$d_{\mu}^{(1)} = |A(p)|^2 \frac{d^3 p'}{m p_{\perp}} \frac{\hbar^2}{MN} \sum_{\vec{k}_j} \frac{|\vec{Q} \vec{e}_{\vec{k}_j}^{\rightarrow}|^2}{2\omega_{\vec{k}_j}} |S(\vec{Q}-\vec{k})|^2 \hbar_{\vec{k}_j} \delta(\omega - \omega_{\vec{k}_j}). \quad /8/$$

Сумма по узлам решетки $|S(\vec{Q}-\vec{k})|^2$ содержит когерентную и некогерентную составляющие:

$$|S(\vec{Q}-\vec{k})|^2 = \frac{1}{L^2} \sum_{nn'} b_n b_{n'} e^{-i(\vec{Q}-\vec{k})\vec{\ell}_n} e^{i(\vec{Q}^*-\vec{k})\vec{\ell}_{n'}} = \frac{b_c^2}{L^2} \sum_{nn'} e^{-i(\vec{Q}-\vec{k})\vec{\ell}_n} e^{i(\vec{Q}^*-\vec{k})\vec{\ell}_{n'}} + \frac{b_{inc}^2}{L^2} \sum_n e^{i(\vec{Q}^*-\vec{Q})\vec{\ell}_n}, \quad /9/$$

где $b_c = \langle b_n \rangle$, $b_{inc}^2 = \langle b_n^2 \rangle - (\langle b_n \rangle)^2$ - усредненные по ядрам решетки когерентная и некогерентная длины рассеяния. При вычислении сумм в /9/ отдельно выполним суммирование по узлам решетки $\vec{\ell}_{n||}$, лежащим в плоскости, параллельной поверхности ловушки, и просуммируем затем по этим плоскостям $\ell_{n\perp} = d n$ вглубь вещества, где для удобства вводим $d = L/N^{1/3}$ - постоянную решетки. В результате такого суммирования получаем:

$$|S(\vec{Q}-\vec{k})|^2 = \frac{b_c^2}{d^2} N^{2/3} \frac{\Delta(\vec{Q}_{||} - \vec{k}_{||})}{D(\kappa, p'_{\perp} - k_{\perp})} + \frac{b_{inc}^2}{d^2} \frac{1}{1 - e^{-2\kappa d}}, \quad /10/$$

где $\Delta(\vec{Q}_{||} - \vec{k}_{||})$ - символ Кронекера, описывающий сохранение продольной составляющей квазиимпульса при когерентном рассеянии:

$$\vec{k}_{||} = \vec{Q}_{||} + 2\pi\vec{r}_{||}, \quad \text{а } D(\kappa, p'_{\perp} - k_{\perp}) = 1 - 2e^{-\kappa d} \cos(p'_{\perp} - k_{\perp})d + e^{-2\kappa d}$$

6

описывает лишь приближенное сохранение нормальной компоненты: $D^{-1}(\kappa, p'_{\perp} - k_{\perp})$ имеет максимум при $k_{\perp} = p'_{\perp} + 2\pi r_{\perp}$, поскольку $\kappa d \lesssim p_0 d \ll 1$. Выполняя теперь суммирование в /8/ по квазиимпульсам фонона $\vec{k}_{||}$ и интегрируя по k_{\perp} с учетом

$$\frac{1}{N^{1/3}} \sum_{\vec{k}_{\perp}} F(\vec{k}_{\perp}) \frac{1}{D(\kappa, p'_{\perp} - k_{\perp})} \approx F(p'_{\perp}) \frac{d}{2\pi} \int \frac{dk_{\perp}}{D(\kappa, p'_{\perp} - k_{\perp})} \approx F(p'_{\perp}) \frac{1}{2\kappa d} \quad /11/$$

для когерентной составляющей рассеяния, получим:

$$d_{\mu_c} = |A(p)|^2 \frac{d^3 p'}{m p_{\perp}} \frac{b_c^2 \hbar^2}{2\kappa d^3} \sum_{\vec{Q}_j} \frac{|\vec{Q} \vec{e}_{\vec{Q}_j}^{\rightarrow}|^2}{2M\omega_{\vec{Q}_j}} n_{\vec{Q}_j} \delta(\omega - \omega_{\vec{Q}_j}). \quad /12/$$

Интегрируя по всем импульсам рассеянных нейтронов $d^3 p'$, и учитывая, что $p^2 \leq p_0^2 \ll p'^2$, и поэтому $\vec{Q} = \vec{p}' - \vec{p} \approx \vec{p}'$, $\omega = \hbar(p'^2 - p^2)/2m \approx \hbar p'^2/2m$, для интегрального коэффициента неупругого рассеяния УХН, когерентной составляющей, находим выражение:

$$\mu_c = \frac{2p_{\perp}}{\kappa} \frac{b_c^2 n_0}{p_0^2} \frac{m}{M} \int d\Omega' \int_0^{\infty} p' d(p'^2) \sum_j \frac{|\vec{p}' \cdot \vec{e}_{\vec{p}'_j}|^2}{|\vec{p}'|^2} \times n_{\vec{p}'_j} \delta(p'^2 - \frac{2m}{\hbar} \omega_{\vec{p}'_j}). \quad /13/$$

Зная фононный спектр рассеивающего вещества $\omega_{\vec{k}_j}$, находим поверхность рассеяния $\omega_{\vec{k}_j} = \hbar k^2/2m$, и вычисляем коэффициент неупругого рассеяния μ_c /13/. Для оценки рассмотрим ГЦК решетку меди /9/, часто используемой для ловушек УХН. В этом случае импульсы рассеяния лежат во 2-й и 3-й зонах Бриллюэна, и

7

поэтому рассеяние происходит как на продольных, так и на поперечных фононах. Полагая для оценки

$$\sum_j |\vec{p}' \cdot \vec{e}_{\vec{k}_j}|^2 / p'^2 \approx 1,$$

при комнатных температурах для коэффициента "поглощения" УХН, получим:

$$\eta_c = \frac{\kappa}{2p_+} \mu_c = b_c \frac{m}{M} \sum_i k_i n(\omega_{k_i}) \approx 2 \cdot 10^{-5} \left(\frac{T^\circ K}{300^\circ K} \right), \quad /14/$$

где $k_i = \sqrt{2m\omega_{k_i}/\hbar} \approx (1,6; 1,8; 2,7) \text{ \AA}^{-1}$ - импульсы рассеяния и $b_c = 0,8 \cdot 10^{-12} \text{ см}$ - когерентная длина рассеяния в меди. Оценка /14/ показывает, что η_c на порядок меньше наблюдаемого коэффициента $\eta_{\text{эксп}} \approx 2,3 \cdot 10^{-4}$ /за вычетом сечения захвата $\eta_a \approx 1,4 \cdot 10^{-4}$ /4/.

Некогерентная часть однофононного рассеяния /8/, согласно /10/, записывается в виде:

$$d\mu_{inc} = |A(p)|^2 \frac{d^3 p'}{m p_+} \frac{b_{inc}^2 \hbar^2}{2 \kappa d^3} \frac{1}{MN} \sum_{\vec{k}_j} \frac{|\vec{Q} \cdot \vec{e}_{\vec{k}_j}|^2}{2 \omega_{\vec{k}_j}} n_{\vec{k}_j} \delta(\omega - \omega_{\vec{k}_j}). \quad /15/$$

Вводя спектральную плотность фононных состояний

$$\frac{1}{3N} \sum_{\vec{k}_j} \omega_{\vec{k}_j}^m \rightarrow \int_0^{\omega_m} g(\omega) d\omega \quad /16/$$

и рассматривая кубическую решетку: $|\vec{Q} \cdot \vec{e}_{\vec{k}_j}|^2 = Q^2/3$, с учетом условий рассеяния: $Q^2 \approx p'^2$, $\omega \approx \hbar p'^2/2m$, для интегрального коэффициента /15/, получаем выражение:

$$\mu_{inc} = \frac{2p_+}{\kappa} \frac{\sigma_{inc} n_0}{p_0^2} \frac{m}{M} \int_0^{\omega_m} \sqrt{\frac{2m\omega}{\hbar}} g(\omega) n(\omega) d\omega,$$

где $\sigma_{inc} = 4\pi b_{inc}^2$ - некогерентное сечение рассеяния. Для оценки коэффициента "поглощения" перепишем /16/ в виде:

$$\eta_{inc} = \frac{\kappa}{2p_+} \mu_{inc} = \sigma_{inc} \frac{n_0}{p_0} \frac{m}{M} \overline{\frac{p'(T)}{p_0}}, \quad /16a/$$

где $\overline{p'(T)}$ - характерный импульс рассеяния, определяемый согласно /16/. В области высоких температур, $kT \sim \hbar \omega_m$, $\overline{p'} \sim 10^8 \text{ см}^{-1}$, и для чистых веществ, используемых для ловушек, $\eta_{inc} \sim (\sigma_{inc}/\sigma_c) \eta_c \ll \eta_c$, так как $\sigma_{inc} \ll \sigma_c$. Однако наличие примесей в поверхностном слое ловушки $\ell_{\text{эфф}} \sim 1/2 \kappa \sim 50 \text{ \AA}$ с малой массой, $M \sim m$, и большим сечением некогерентного рассеяния, $\sigma_{inc} \geq \sigma_c$, может привести к заметному увеличению η_{inc} .

2. Неупругое рассеяние УХН на примесях

Рассмотрим сначала легкую, сильно связанную с решеткой примесь, когда можно считать, что спектральная плотность ее колебаний имеет максимум вблизи локальной частоты ω_0 : $g(\omega) \approx \delta(\omega - \omega_0)$. Тогда для коэффициента "поглощения", согласно /16/, получим:

$$\begin{aligned} \eta_i &= \sigma_{inc} \frac{n_i}{p_0} \frac{m}{M_i} \frac{\sqrt{2m\omega_0/\hbar}}{p_0} n(\omega_0) = \\ &= \frac{\sigma_{inc}}{4\pi b_c} \frac{n_i}{n_0} \frac{m}{M_i} \sqrt{\frac{2m\omega_0}{\hbar}} n(\omega_0). \end{aligned} \quad /17/$$

Например, для примеси водорода в решетке меди при значениях постоянных: $\sigma_{inc} \approx 80 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$, $4\pi b_c \approx 10^{-11} \text{ см}$,

$M_i = m$, $\omega_0 \approx 2\pi\nu_m$, $\nu_m = 7 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ и $\sqrt{2m\omega_0/\hbar} \approx 3,8 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}$, получаем оценку:

$$\eta_i \approx 3 \cdot 10^{-3} \frac{n_i}{n_0} n(\omega_0). \quad /17a/$$

Следовательно, при температуре $T \approx \hbar \omega_0 / k \approx 350^\circ \text{K}$ примесный коэффициент поглощения η_i может быть сравним с $\eta_{\text{ЭКСП}} \approx 2,3 \cdot 10^{-4}$ при плотности водорода в поверхностном слое $n_i / n_0 \approx 0,15$.

В случае примеси водорода полезно рассмотреть и другой предельный случай: свободной примеси в виде газа с плотностью n_i , ввиду легкой подвижности водорода в веществе и определенной "рыхлости" поверхностного слоя. Модель двухмерного газа водорода на поверхности была рассмотрена Игнатовичем и Сатаровым.

Возвращаясь к общей формуле /6/ и рассматривая движение примеси в "газе" классически $\vec{R}_n(t) = \vec{R}_n(0) + \vec{v}t$, получим для коэффициента рассеяния выражение:

$$\mu_i = \frac{2p_{\perp}}{\kappa} \frac{b_{\text{inc}}^2}{p_0^2} n_i \int \frac{d^3 p'}{m} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dt}{2\pi} e^{-i\omega t} \langle e^{-i\vec{p}' \cdot \vec{v} t} \rangle, \quad /18/$$

где при суммировании по начальным положениям примеси $\vec{R}_n(0)$ было учтено соотношение /4/: $iQ_{\perp} R_{n\perp}(t) - iQ_{\perp}^* R_{n\perp}(0) = \kappa R_{n\perp}(0) + ip'_{\perp} v_{\perp} t$.

Выполняя усреднение в /18/ с распределением Максвелла по скоростям примеси \vec{v} и интегрируя по времени, получим обычную формулу для рассеяния нейтронов в газе /см., напр., /8/ /:

$$\mu_i = \frac{2p_{\perp}}{\kappa} \frac{b_{\text{inc}}^2}{p_0^2} n_i \int \frac{d^3 p'}{m} \sqrt{\frac{M_i}{2\pi k T p'^2}} \exp\left(-\frac{M_i \omega^2}{2k T p'^2}\right). /18a/$$

Интегрирование по импульсам рассеянных нейтронов в приближении $\omega \approx \hbar p'^2 / 2m$ дает коэффициент "поглощения" УХН при рассеянии на "газе" примесей:

$$\eta_i = \frac{\kappa}{2p_{\perp}} \mu_i = \sigma_{\text{inc}} \frac{n_i}{p_0} \frac{m}{M_i} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{2k T M_i} / \hbar}{p_0}. \quad /19/$$

Следовательно, для "свободной" примеси водорода в решетке меди: $\sigma_{\text{inc}} = 20 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$, $M_i = m$ и $\overline{p'^2} \approx 3,7 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}$ /при $T = 300^\circ \text{K}$ /, получаем оценку:

$$\eta_i \approx 0,8 \cdot 10^{-3} \frac{n_i}{n_0} \sqrt{\frac{T}{300^\circ \text{K}}}. \quad /19a/$$

Эта оценка совпадает с /17a/ для сильно связанной примеси по величине, отличаясь лишь более слабой, корневой зависимостью от температуры. Следовательно, при комнатных температурах характер связи примеси не играет существенной роли и важно лишь полное число примесей. В связи с этим для сопоставления полученных оценок с экспериментом формулы /17/ и /19/ удобней представить в другом виде:

$$\eta_i = \sigma_{\text{inc}} n_{\parallel} 2n_{\perp} \frac{m}{M_i} \frac{\overline{p'(T)}}{p_0}, \quad /20/$$

где $n_{\parallel} = N_{\parallel} / L^2 = 1 / d_{\parallel}^2$ - плотность примесей в одном слое, параллельном поверхности ловушки, а $n_{\perp} = 1 / 2 p_0 d_{\perp} \approx \ell_{\text{эфф}} / d_{\perp}$ - число примесных слоев. Средний импульс рассеяния $\overline{p'(T)}$ определяется согласно /17/ или /19/. Пользуясь теперь вышеприведенными численными оценками в обоих случаях при $T \approx 300^\circ \text{K}$, получаем:

$$\eta_i \approx (3 \div 1,5) \cdot 10^{-20} n_{\parallel} n_{\perp} \approx (6 \div 3) \cdot 10^{-5} n_{\perp} \quad /20a/$$

при $n_{\parallel} \approx n_0^{2/3} \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ в случае меди. Следовательно, можно считать, что для объяснения нагревания УХН на примесях водорода достаточно /4÷8/ слоев водорода в поверхностном слое ловушки. Очевидно, что увеличение площади реальной поверхности по сравнению с плоской, L^2 , или эквивалентное увеличение плотности n_{\parallel} примесей в одном слое приведет к соответствующему уменьшению числа слоев n_{\perp} .

В заключение приведем оценку для других возможных механизмов нагревания УХН, рассмотренных нами ранее /7/: магнитного и квазиупругого рассеяния. Поскольку в этих процессах сечение рассеяния не зависит от массы рассеивающих ядер, они могут давать заметный вклад на фоне неупругого ядерного рассеяния, если последнее подавляется большей массой ядер: $M \gg m$ в /13/ или /16/.

При магнитном рассеянии нейтрона на нескомпенсированном полном моменте атома $\vec{J} = 2\vec{S} + \vec{L}$ интеграль-

ное сечение рассеяния, согласно формулам /9/ и /10/ из работы /7/, может быть записано в виде:

$$\sigma_m \approx 4\pi(r_0 \gamma)^2 \frac{\overline{p'(T)}}{p_0} \sim 3 \cdot 10^{-24} \frac{\overline{p'(T)}}{p_0} \quad /21/$$

Средний импульс рассеянного нейтрона $\overline{p'(T)}$ зависит от модели рассеяния: при квазиупругом - на релаксирующем моменте атома $\overline{p'(T)}/p_0 \sim 1$, а при неупругом рассеянии - с поглощением энергии $\hbar\omega = \epsilon$ - энергии мультиплетного расщепления, $\overline{p'(T)}/p_0 \approx$

$\approx \sqrt{\epsilon/E_0} \cdot n(\epsilon) \approx 10^2$ при температурах $kT > \epsilon$, когда число возбуждений $n(\epsilon) \gg 1$. Следовательно, неупругое магнитное рассеяние дает больший вклад в коэффициент поглощения УХН, чем квазиупругое и величина его

$$\eta_m \approx \sigma_m \frac{n_m}{p_0} = \frac{p_0 \sigma_m}{4\pi b_c} \frac{n_m}{n_0} \sim 3 \cdot 10^{-5} \frac{n_m}{n_0} \quad /21a/$$

может быть сравнима с неупругим ядерным рассеянием при достаточной концентрации магнитных примесей n_m/n_0 .

Квазиупругое ядерное рассеяние УХН в ловушке может быть обусловлено медленным, релаксационным движением рассеивающих ядер. В твердом теле это рассеяние сопровождается столь малой передачей энергии $\hbar\omega \sim E_0 \sim 10^{-7}$ эВ, что для тепловых нейтронов оно является упругим; $E_0/E_T \sim 10^{-4}$, но может приводить к нагреванию УХН до энергий $E' > E_0$, и выходу их из ловушки /10/. Интегральное сечение квазиупругого ядерного рассеяния, согласно формуле /14/ в /7/, оценивается в виде:

$$\sigma_{qel} \sim 4\pi b_{inc}^2 \frac{1}{2} \left(\frac{\overline{p'}}{p_0} \right)_{qel} \sim \sigma_{inc} \quad /22/$$

так что для коэффициента "поглощения" получаем:

$$\eta_{qel} \approx \sigma_{qel} \frac{n_i}{p_0} \approx \frac{p_0 \sigma_{inc}}{4\pi b_c} \frac{n_i}{n_0} \approx 10^{17} \sigma_{inc} \frac{n_i}{n_0} \quad /22a/$$

Его величина сравнима с некогерентным неупругим рассеянием /16a/ при $(m/M)(\overline{p'(T)}/p_0) \sim 1$, если концентрация квазиупруго рассеивающих ядер $n_i/n_0 \sim 1$. Как обсуждалось в /7/, последнее условие может выполняться при релаксационном движении атомов в аморфных средах или на поверхности ловушки. В целом же квазиупругие процессы рассеяния дают малый вклад в коэффициент "поглощения" УХН.

Таким образом, проведенный в настоящей работе анализ неупругого рассеяния УХН в поверхностном слое ловушки показывает, что нагревание УХН при когерентном и некогерентном, а также квазиупругом рассеянии мало, $\eta \lesssim 10^{-5}$, и не может объяснить малых времен хранения их, наблюдаемых в эксперименте. Наличие же примесей с малой массой и большим сечением некогерентного рассеяния в поверхностном слое ловушки приводит к заметному нагреванию УХН: при концентрации водорода порядка 20% коэффициент поглощения достигает экспериментально наблюдаемой величины. Исследование температурной зависимости его в эксперименте позволило бы окончательно выяснить природу нагревания УХН в ловушках.

Авторы благодарны И.М.Франку, В.И.Луцикову и В.К.Федянину за обсуждения.

Литература

1. Шапиро Ф.Л. Препринт ОИЯИ, РЗ-7135, Дубна, 1973; Доклад на Международной конференции по изучению структуры ядра с помощью нейтронов. Будапешт, 1972.
2. Луциков В.И. Доклад на II Международной школе по нейтронной физике. Алушта, 1974. ОИЯИ, ДЗ-7991, Дубна, 1974.
3. Steyerl A., *ibid*; Steyerl A., Trudstedt W.D. Z.Phys., 1974, 267, 379.
4. Луциков В.И. Доклад на Международной конференции по взаимодействию нейтронов с ядрами. Lowell (U.S.A.), 6-9 июля, 1976.
5. Игнатович В.К. Препринт ОИЯИ, Р4-8687, Дубна, 1975.

6. Сатаров Л.М. Автореферат кандидатской диссертации, Москва, 1976.
7. Блохинцев Д.И., Плакида Н.М. Препринт ОИЯИ, Р4-9631, Дубна, 1976.
8. Гуревич И.И., Тарасов Л.В. Физика нейтронов низких энергий, М., "Наука", 1965.
9. Svensson E.C., Brockhouse B.N., Rowe J.M. Phys.Rev., 1967, 155,619.
10. Франк И.М. Сообщения ОИЯИ, ДЗ-7991, Дубна, 1974.

*Рукопись поступила в издательский отдел
12 января 1977 года.*